ANREGUNG DER NATRIUM D LINIE MIT MONOCHROMATISIERTEN ELEKTRONEN

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
dem Fachbereich Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt
von
Hartmut Hafner
aus Tübingen

1974

74 227

ANREGUNG DER NATRIUM D LINIE MIT MONOCHROMATISIERTEN ELEKTRONEN

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
dem Fachbereich Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt
von
Hartmut Hafner
aus Tübingen

1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung :	19. März 1974
Dekan :	Professor Dr. F. Gönnenwein
1. Berichterstatter :	Professor Dr. H. Krüger
2. Berichterstatter :	Professor Dr. F. Lenz

ANREGUNG DER NATRIUM D LINIE MIT MONOCHROMATISIERTEN ELEKTRONEN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546514_0080

1 Einleitung

Während sich die Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die Anregung von Atomen durch Elektronen hoher Energie meist mit der Bornschen Näherung oder einer ihrer Modifikationen zufriedenstellend durchführen läßt , ist in der Nähe der Anregungsschwelle kein derart allgemeines Verfahren bekannt . Die Brauchbarkeit einer Näherungsmethode hängt hier wesentlich stärker von den Bindungsverhältnissen des anzuregenden Elektrons ab .

Bei Natrium sind diese Verhältnisse gekennzeichnet durch die niedere Ionisationsenergie des Atoms , also durch eine schwache Bindung des Valenzelektrons an den Rumpf , und durch die große Oszillatorenstärke des mit der D-Linie verbundenen Übergangs , also eine starke Kopplung der Zustände 3s und 3p .

Unter diesen Umständen ist zu erwarten , daß die Anregung der D-Linie durch eine "close coupling"-Näherung mit wenigen Zuständen gut beschrieben wird . Eine solche Näherung mit den Zuständen 3s , 3p , 4s und 3d wurde von Norcross und Moores (1) durchgeführt . Sie ergibt einen glatten Verlauf der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Elektronenenergie mit Ausnahme einer Steigungsänderung etwa o,1 eV oberhalb der bei 2,1 eV liegenden Schwelle . Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Bild 1 durch die Kurve a dargestellt . Die Kurven b , c und d stellen Absolutmessungen von Zapesochnyi (2) , Enemark und Gallagher (3) und Gould (5) dar , e gibt eine Relativmessung von Zapesochnyi und Shpenik (4) wieder , die im Ordinatenmaßstab an c angepasst wurde . Die Messungen b und c wurden mit einer Halbwertsbreite der Energieverteilung im Elektronenstrahl von o,3 eV durchgeführt , bei d lag die Halbwertsbreite bei 7o meV und bei e betrug sie o,18 eV .

Diese Messungen wurden , mit Ausnahme der von Enemark und Gallagher , mit elektronenoptisch unzureichend oder überhaupt nicht überschaubaren und in ihren geometrischen Eigenschaften weitgehend unbekannten Elektronenstrahlen durchgeführt . Dies trifft vor allem auf das Ausmaß der möglichen Änderungen im Strahlprofil bei Variation der Elektronenenergie zu .

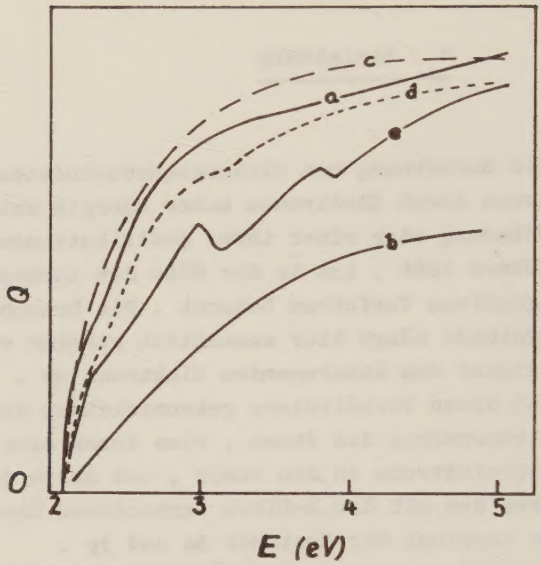

Bild 1

Anregungsquerschnitt der Natrium D Linie
a Moores und Norcross (1) (theoretisch)
b , c und d Absolutmessungen von Zapesochnyi (2) , Enemark und Gallagher (3) sowie Gould (5) . e Relativmessung , Zapesochnyi und Shpenik (4) .

Darin liegt eine Erklärungsmöglichkeit für die Unterschiede zwischen den in Bild 1 dargestellten experimentellen Ergebnisse Änderungen der geometrischen Eigenschaften des Elektronenstrahl bei Variation der Elektronenenergie können nämlich bei der Normierung der gemessenen Intensität des Stoßleuchtens auf konstan Elektronenstromstärke zu Fehlern führen , da sie sich meist in einer Änderung des Reaktionsvolumens und damit beispielsweise auf den Bruchteil der zur Registrierung gelangenden Lichtmenge auswirken .

Die Planung des vorliegenden Experiments zur Messung des Anregungsquerschnitts der D Linie wurde von dem bisher Erwähnten in folgender Weise beeinflußt : Um Fehler der zuletzt genannten

Art klein zu halten , wurde der elektronenoptischen Strahlführung besondere Aufmerksamkeit zugewandt . Fernerhin treten in den bisherigen Experimenten mit nichtmonochromatisierten Elektronen keinerlei Feinstrukturen im Verlauf des Wirkungsquerschnitts auf . Falls solche Strukturen jedoch tatsächlich vorhanden sind , können sie daher nur mit monochromatisierten Elektronen nachgewiesen werden . Andererseits legen die Bindungsverhältnisse des Valenzelektrons die Annahme nahe , daß solche Strukturen weder sehr schmal noch sehr stark sein können . Denn die geringe Bindungsenergie des Valenzelektrons deutet auf eine kleine Energie der diese Strukturen verursachenden gebundenen Zustände des Systems Atom + Stoßelektron und damit auf deren kurze Lebensdauer hin . Die starke Koppelung 3s - 3p spricht für einen geringen Beitrag der Zustände des Systems Atom + Stoßelektron zum Anregungsquerschnitt der D-Linie . Daher ist beim Entwurf der Elektronenkanone einer hohen Ausgangsstromstärke der Vorrang vor einer hohen Energieauflösung zu geben . Unter den geschilderten Umständen ist nämlich ein Nachweis der erwähnten Strukturen nur bei hoher Intensität des Stoßleuchtens möglich .

Da man den Anforderungen eines empfindlichen und mechanisch aufwendigen Systems , wie es ein Elektronenmonochromator darstellt , am einfachsten mit einem Atomstrahl als Target gerecht werden kann , wurde das vorliegende Experiment in Form eines "crossed beam experiment" geplant : Der Elektronenstrahl kreuzt den Atomstrahl rechtwinklig und das senkrecht zu den Richtungen beider Strahlen emittierte Licht wird gemessen .

Durch die Verwendung eines kollimierten Atomstrahls ist die Teilchenzahldichte im Reaktionsvolumen auf einige $1o^{10}$ Atome/cm^3 begrenzt . Die Quantenausbeute von 2% bei λ = 568 nm und das Dunkelstromrauschen von etwa 1oo Impulsen je Sekunde des zu verwendenden Photomultipliers , der Transmissionsgrad von 1o% des Interferenzfilters und der aus technischen Gründen auf etwa $2o^{o}$ begrenzte Öffnungswinkel des erfassten Lichtkegels bedingen , daß beim Maximalwert des Wirkungsquerschnitts etwa $3.1o^{7}$ Photonen pro Sekunde im Stoßraum erzeugt werden müssen . Für diesen Wirkungsquerschnitt werden in experimentellen wie theoretischen Untersuchungen Werte um $2.1o^{-15}cm^2$ angegeben . Die genannte Photonenrate ist ist dann bei einer Teilchenzahldichte von $5.1o^{1o}$ Atomen /cm^3 mit einem Elektronenstrom von $2.1o^{-7}$A realisierbar .

Nach Kuyatt und Simpson (6) sollte sich dabei eine Halbwertsbre
der Energieverteilung im Elektronenstrahl von 5o meV verwirk -
lichen lassen . Dieser Wert wurde unter Berücksichtigung des
oben Gesagten als ausreichend angesehen .

2 Entwurf des Elektronen-

monochromators

Als energiedispergierendes Element wurde ein Halbkugelkondensator vorgesehen . Die Vorteile der elektrostatischen Energieselektion sind von Simpson (7) diskutiert worden . Für den Halbkugelkondensator sprechen seine zweidimensionale Fokussierung und die Rotationssymmetrie des damit erzeugten Strahls , die gegenüber einem bandförmigen Strahl eine leichter kontrollierbare Geometrie des Elektronenstrahls im Stoßraum und eine höhere Stromdichte ermöglicht .

Der Kondensator wird nach Simpson (7) ohne reelle Blenden in Eingangs - und Ausgangsebene betrieben . Dadurch wird nicht nur eine starke Verzerrung des Feldes durch diese Blenden vermieden . Auch die durch die Ausgangsblende aussortierten Elektronen können nicht mehr in den Kondensator zurückgestreut werden , wo sie anderenfalls eine störende Raumladung hervorrufen würden . Schließlich ist mit dem Verfahren von Simpson auch eine einwandfreie Strahlformung in der Eingangsebene des Kondensators trotz des dort raumladungsbegrenzten Strahls möglich . So ergibt dieses Verfahren höheren Ausgangsstrom und größere Zuverlässigkeit .

Die virtuellen Blenden in Eingangs- und Ausgangsebene des Kondensators entstehen durch die Abbildung reeller Blenden mit je einer elektrostatischen Zweirohr - Linse . Die Lage der Hauptebenen und der Brennpunkte werden den Messungen von Spangenberg (8) entnommen .

Die Fokussierung der von einer Vorratskathode austretenden Elektronen auf die Eingangsblende erfolgt mit einem Strahlerzeugungssystem , das einen rotationssymmetrischen Strahl liefert , der in Elektronenenergie , Stromstärke , Öffnungswinkel und Durchmesser den Erfordernissen des Monochromators angepasst ist .

Die Ausgangsblende des Monochromators wird mit einem System von vier Linsen in den Atomstrahl abgebildet . Dabei wird den

Anforderungen des vorliegenden Experiments , vor allem der konstanten Strahlgeometrie bei Variation der Elektronenenergie , Rechnung getragen wird .

Eine schematische Darstellung des gesamten Systems zeigt Bild 2 Die dort zu erkennenden Bausteine werden im folgenden beschriebe Die dabei zur Charakterisierung der geometrischen Eigenschaften des Elektronenstrahls verwendeten Begriffe gehen auf Langmuir (9 zurück .

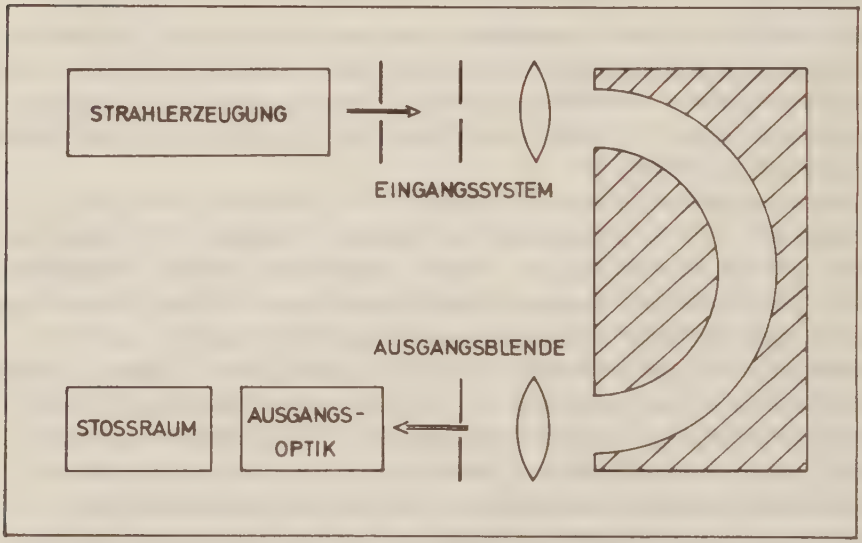

Bild 2

Aufbau des Elektronenmonochromators , schematisch .

a) Kugelkondensator :

Im Hinblick auf die in Abschnitt 1 begründete Notwendigkeit , etwa 2.10^{-7}A in den Stoßraum zu bringen sowie technischen Gründen , vor allem Gewicht und Größe der Apparatur , wurde ein mittlerer Radius R_o = 3o mm für den Kondensator festgelegt . Nach (6) ergibt sich dann die optimale Energie E_o für die Kreisbahn mit dem Radius R_o für eine gegebene Energiebreite ΔE des Ausgangsstroms und eine ebensolche ΔE_k des Eingangsstroms nach Gleichung 28 zu

$$E_o = 116\ \Delta E_k\ \Delta E\ R_o^2 \quad cm^{-2}V^{-1}$$

Mit ΔE_k = 25o meV und ΔE = 5o meV würde demnach die optimale Energie E_o bei 13 eV liegen . Da jedoch die Abhängigkeit des Ausgangsstromes von E_o dort ein sehr flaches Maximum hat , andererseits für die Abbildung mit Rohrlinsen vernünftiger Abmessungen Spannungsverhältnisse von 1o:1 und mehr benötigt werden , wurde E_o = 5 eV gewählt . Damit bleiben sämtliche Spannungen an den Elektroden des Systems in einem technisch leicht beherrschbaren Bereich und E_o liegt hinreichend nahe am optimalen Wert .

Durchmesser und Öffnungswinkel des Elektronenstrahls am Eingang des Kondensators wurden unter Beachtung der folgenden drei Bedingungen festgelegt :

Ist x_1 der radiale Abstand einer Elektronenbahn von der mittleren Bahn (Radius R_o) in der Eingangsebene des Kondensators , x_2 die entsprechende Größe in der Ausgangsebene und Θ der Winkel , den diese Bahn in der Eingangsebene mit der Tangente an die mittlere Bahn einschließt , dann ist

$$x_1 = x_2 + 2R_o\frac{\Delta E}{E_o} - 2R_o\Theta^2$$

$E = E_o + \Delta E$ ist die kinetische Energie des einlaufenden Elektrons. Diese Abbildungsbeziehung vernachlässigt das Randfeld des Kondensators . Das erste vernachlässigte Glied in Θ ist von vierter Ordnung , wie von Hafner , Kuyatt und Simpson (1o) gezeigt wurde .

Bei der Bestimmung des maximal zulässigen Winkels Θ ist außer

dieser Abbildungsgleichung zu berücksichtigen , daß der höchstmögliche Eingangsstrom mit Θ^2 zunimmt . Nach (6) , Gleichung 15 gibt es eine kritische Eingangsstromstärke

$$I = 38{,}5 \cdot 10^{-6} E_o^{3/2} \Theta^2 \quad (eV)^{-3/2} A$$

die nicht überschritten werden darf , wenn störende Raumladungseffekte vermieden werden sollen .

Andererseits sind die Öffnungsfehler elektrostatischer Rohrlins so groß , daß sie bei der Bemessung des maximalen Winkels Θ berücksichtigt werden müssen . Dies geschah mit Hilfe der Daten von Spangenberg (8) .

Die auf Grund der angeführten Bedingungen festgelegten Daten de Elektronenstrahls sind im Anschluß an die Beschreibung des Blendsystems dargestellt .

b) Blendensystem :

Vor dem Eingang des Halbkugelkondensators befinden sich eine Fensterblende und eine Pupillenblende . Die Fensterblende wird durch eine Verzögerungslinse in die Eingangsebene des Kondensato abgebildet . Die kinetische Energie der Elektronen beim Eintritt in diese Linse ist wesentlich größer zu wählen als E_o , die kinetische Energie beim Austritt aus der Linse . Die Blenden liegen also im feldfreien Raum auf der hochenergetischen Seite . Durch geeignete Wahl von Vergrößerung und Verzögerungsverhältnis kann daher erreicht werden , daß am Ort der reellen Blenden eine einwandfreie Strahlformung ohne Störung durch Raumladungsaufspreizung möglich ist . Dies wäre am Ort der virtuellen Blend nicht möglich , da dort der Strahl raumladungsbegrenzt ist .

Mit den hier ermittelten Werten für die Vergrößerung (1,3 : 1) und das Verzögerungsverhältnis (13 : 1) und der aus der im Abschnitt a) angegebenen Beziehung sich ergebenden Größe der virtuellen Blende kann nun Lage und Durchmesser der Fensterblend festgelegt werden .

Um Lage und Größe der Pupillenblende festzulegen , wird hier im Anschluß an Langmuir die Beschreibung des Strahls mit Hilfe von Bündel - und Hauptwinkel verwendet .

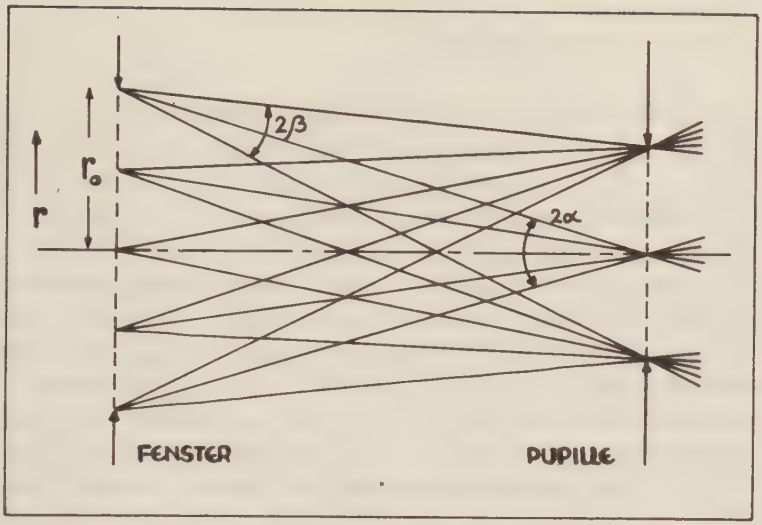

Bild 3

Definition von Hauptwinkel α und Bündelwinkel β . (Für den Fall eines feldfreien Raumes gezeichnet).

Die Orts - und Winkelverteilung der Elektronenbahnen im Strahl hat die Eigenschaft , daß in jedem Punkt eines ebenen , zur Achse senkrechten Querschnitts eine andere Winkelverteilung herrscht . In der paraxialen Näherung hat diese Winkelverteilung in jedem Punkt der Querschnittsebene dieselbe angulare Breite , die aber jeweils um eine andere , zum Achsabstand proportionale Haupt - strahlrichtung herum verteilt ist . Die angulare Breite wird mit dem Winkel β gemessen (siehe Bild 3) , der als Bündel(halb)winkel bezeichnet wird . Der Hauptwinkel α ist der Winkel , den der Hauptstrahl eines im Achsabstand r_o von der Fensterebene ausgehenden Bündels mit der Achse einschließt . r_o ist der Fensterdurchmesser . Die Hauptstrahlrichtung in einem Punkt der Fensterebene mit dem Achsabstand r ist $-\alpha r/r_o$ und die dortige Winkelverteilung geht von $-\alpha r/r_o - \beta$ bis $-\alpha r/r_o + \beta$. Der in Ab-

Abschnitt a) erwähnte maximale Winkel Θ ist gegeben durch

$$\Theta_{max} = \alpha + \beta$$

Das von Kuyatt und Simpson (6) angewandte Verfahren zur Aufteilung von Θ_{max} in Bündel - und Hauptwinkel wurde hier nicht übernommen , denn dort wird vorausgesetzt , daß in der Eingangsebene des Kondensators der Hauptwinkel Null sei . Dies ist aber bei einem raumladungsbegrenzten Strahl nicht zu verwirklichen . Da die Intensitätsverteilung in einem raumladungsbegrenzten Elektronenstrahl und die dort vorzufindenden Elektronenbahnen nur für punktförmige Quellen beziehungsweise laminare Strömung theoretisch abgehandelt sind[+], wurde hier ein graphisches Näherungsverfahren angewandt . Mit den von Thompson und Headrick (11) berechneten Einhüllenden wurde näherungsweise versucht , den Aufbau eines raumladungsbegrenzten Strahls zu ermitteln und diesen durch entsprechende Wahl von Bündel - und Hauptwinkel den optimalen Betriebsbedingungen anzupassen .

Trägt man den Winkelbereich von $-\alpha r/r_o - \beta$ bis $-\alpha r/r_o + \beta$ für in der eben beschriebenen Weise ermittelten Werte α und β über dem Achsabstand r auf , so erhält man mit dem aus der Abbildungsgleichung in Abschnitt a) errechneten Durchmesser des Strahls in der Eingangsebene des Kondensators ein sogenanntes r-Θ Diagramm des Elektronenstrahls , und zwar zunächst für die Eingangsebene. Um das entsprechende Diagramm für die Ebene der Fensterblende zu erhalten , ist noch die Abbildung durch die oben genannte Linse zu berücksichtigen . So ergibt sich dann Bild 4 , das das r-Θ Diagramm des Elektronenstrahls in der Ebene der Fensterblende zeigt. Die innerhalb der umrahmten Fläche zu findenden Wertepaare r, Θ sind im Strahl realisiert . Ein solches Diagramm ist physikalisch äquivalent mit einem zweidimensinalen Phasendiagramm (siehe hierzu auch Banford (12)) .

[+] Nach Abschluß der Niederschrift gelangte eine theoretische Behandlung der Intensitätsverteilung in Elektronenstrahlbündeln unter Berücksichtigung der Raumladung mit Hilfe der Richtstrahlfunktion von Lenz (2o) zu meiner Kenntnis .

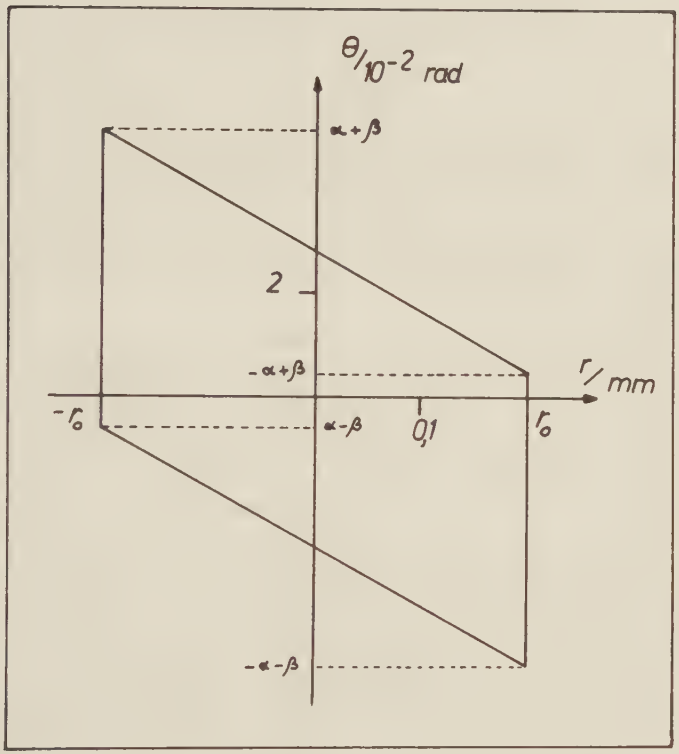

Bild 4

r - θ Diagramm des Elektronenstrahls in der Ebene der Fensterblende (Akzeptanz des Blendensystems). Dieses Diagramm veranschaulicht gleichzeitig die Bedeutung von Hauptwinkel α und Bündelwinkel β.

Das in Bild 4 gezeigte Diagramm enthält die geometrischen Eigenschaften des Elektronenstrahls auf der hochenergetischen Seite der Linse am Eingang des Kondensators , die zu erfüllen sind , wenn das gewünschte Auflösungsvermögen des Monochromators von 5o meV erreicht werden soll . Aus ihm ergeben sich daher Lage und Durchmesser der beiden Blenden (Fenster und Pupille) ,

mit denen die Strahlformung vorgenommen wird . Aus dem oben bestimmten Verzögerungsverhältnis der die virtuellen Blenden erzeugenden Linse ergibt sich die kinetische Energie der Elektronen in der Fensterebene (65 eV) und aus der in Abschnitt a) angegebenen Beziehung für die kritische Stromstärke ergibt sich die Stärke des durch die umrahmte Fläche in Bild 4 dargestellte Stromes (3,5 μA) .

Mit der gewählten Anordnung gelang es , einen Aberrationsfleck von nur o,2 Bilddurchmesser in der Eingangsebene des Halbkugelkondensators zu erzeugen .

Der mechanische und optische Aufbau des Eingangssystems ist in Bild 6 (zusammen mit dem des Strahlerzeugungssystems) dargestel

Die Linse , mit der die Ausgangsebene des Kondensators in die Energieselektionsblende abgebildet wird , ist identisch mit der auf der Eingangsseite . Sie wirkt als Beschleuniger . Selektion und Fensterblende haben den selben Durchmesser , eine Pupillenblende ist auf der Ausgangseite überflüssig .

Das bislang vernachlässigte Randfeld des Kondensators hat eine fokussierende Wirkung . Wie von Herzog (13) gezeigt wurde , kann der Einfluß des Randfeldes bei einem ebenen Kondensator durch eine Elektrode geeigneter Form im passenden Abstand zu den Enden des Kondensators korrigiert werden . In Ermangelung entsprechender Rechnungen für einen sphärischen Kondensator wurde hier nach Simpson (7) das Herzogsche Verfahren angewandt Über die Wirksamkeit dieser Korrektur siehe Abschnitt 4 .

c) Strahlerzeugung :

Als Elektronenquelle wird eine ebene Flächenkathode in einer ebenen Diode verwendet , für die die geometrischen Daten und die Stärke des emittierten Stromes leicht ermittelt werden können . Dabei ist die Linsenwirkung der Anodenblende zu berücksichtigen . Mit einer solchen Elektronenquelle allein können die oben aufgestellten Anforderungen des Monochromators jedoch schon deshalb nicht erfüllt werden , weil in diesem Fall die Anodenspannung bereits festläge .

Zur Beleuchtung des Blendensystems durch die Diode wird daher ein Kondensor aus zwei Zweirohrlinsen benützt . Er bildet die

Anodenblende auf das Fenster ab . Seine Vergrößerung ist so gewählt , daß Fenster und Pupille mit Sicherheit von dem angelieferten Strahl überdeckt werden .

Das r- Θ Diagramm des erzeugten Strahl an der Fensterblende zeigt Bild 5 . Die darin enthaltenen Bündelwinkel entsprechen der Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung in den von der Anodenblende ausgehenden Bündeln (14) . Die Abschätzung der

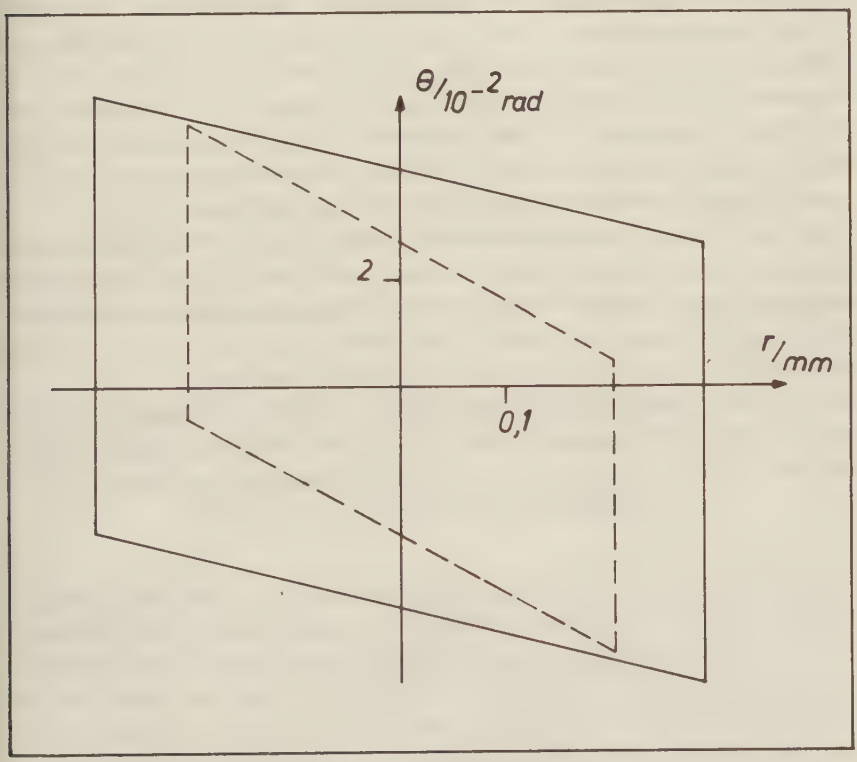

Bild 5

r - Θ Diagramm des vom Strahlerzeugungssystem abgegebenen Stroms an der Fensterblende (Emittanz des Strahlerzeugungssystems) . Zum Vergleich ist gestrichelt die Akzeptanz des Blendensystems nach Bild 4 mit eingezeichnet .

Stromstärke , die im Durchschnitt der in Bild 5 gezeigten Phasenflächen enthalten ist , wurde mit der von Langmuir in (9 angegebenen Beziehung für die Intensitätsverteilung in den Bündeln vorgenommen . Sie ergibt , daß etwa 3o% des von dem Strahlerzeugungssystem abgegebenen Stroms in den Monochromator gelangen . Da insgesamt 15 μA angeliefert werden , ist dessen Bedarf mit Sicherheit gedeckt .

Das Bild 5 zeigt auch , daß der Hauptwinkel des vom Strahlerzeugungssystem abgegebenen Stromes nicht mit dem des Blendensystems übereinstimmt . Die Anpassung von Strahlerzeugungs- und Blendensystem ist also insofern unvollkommen , als ihre Pupillenebenen nicht genau zusammenfallen . Wegen der Winkelabhängigkeit der Stromdichte in den einzelnen Bündeln resultiert daraus eine leichte Vignettierung des Bildes der Anodenblende mit einem Stromdichteabfall von etwa 1o% zum Bildrand hin .

Der Aufbau des Strahlerzeugungssystems ist in Bild 6 enthalten In dieser Darstellung nicht gezeigt sind zwei Sätze von je vier Ablenkplatten , einer vor der Anodenblende und einer zwischen Fenster- und Pupillenblende . Mit ihnen kann die Lage des Strahl gegenüber der optischen Achse beeinflußt werden .

Die in der Darstellung des optischen Aufbaus benützte Bezeichnung ist so zu verstehen , daß $F_{1\ II}$ der erste Brennpunkt der zweiten Linse , bezogen auf die Elektronenflußrichtung , und $H_{1\ II}$ die dazu gehörende Hauptebene ist .

d) Ausgangsoptik :

An der Ausgangsblende des Monochromators wird ein Teil des dort ankommenden Stroms ausgesondert . Der hinter der Blende zur Verfügung stehende monochromatisierte Strom ist möglichst vollständig in den Atomstrahl abzubilden . Die an diese Abbildung zu stellenden Forderungen ergeben sich aus der Bedingung , daß die geometrischen Eigenschaften des Elektronenstrahls im Reaktionsvolumen nicht wesentlich von seiner Energie abhängen dürfen . Dabei müssen Energiewerte bis herab zu 2 eV einwandfr verarbeitet werden . Die vom Durchgriff des Feldes der letzten Linse innerhalb des Reaktionsvolumens im Stoßraum erzeugte Potentialdifferenz muß klein gegen die Energiebreite des Elektronenstrahls sein .

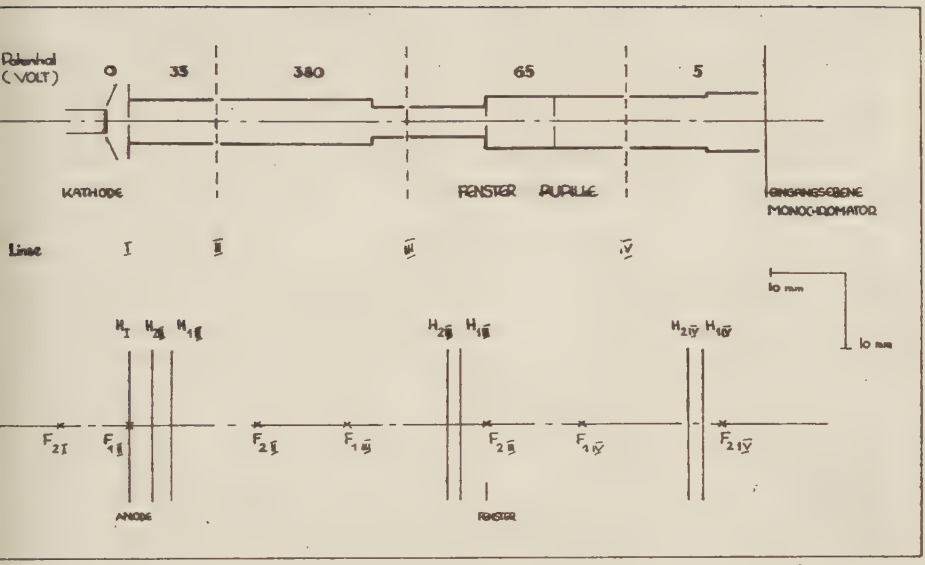

Bild 6

Strahlerzeugungs- und Eingangssystem , mechanischer und optischer Aufbau .

Das hier entworfene System erzeugt ein reelles Bild der Ausgangsblende des Monochromators im Atomstrahl , dessen Position sich im Vergleich zum Durchmesser des letzteren wenig ändert . Die lineare Vergrößerung ändert sich zusammen mit der Winkelvergrößerung so , daß die mit abnehmender Elektronenenergie zwangsläufige Vergrößerung der Bündelwinkel derart kompensiert wird , daß sich das Reaktionsvolumen nur unwesentlich ändert .

Dieses Linsensystem ermöglicht eine Variation der Elektronenenergie im Bereich von etwa 1,8 bis 2o eV . Es besteht aus insgesamt vier Linsen .

Eine Anordnung von zwei Zweirohrlinsen erzeugt zunächst ein reelles Zwischenbild der Ausgangsblende des Monochromators ,

dessen Energie um den Faktor 5 geändert werden kann ohne die Lage des Bildes zu verschieben . Die Eigenschaften dieser Linsenkombination wurden mit den Daten von Spangenberg ermittelt und sind in Bild 7 dargestellt . Bezogen auf die kon-

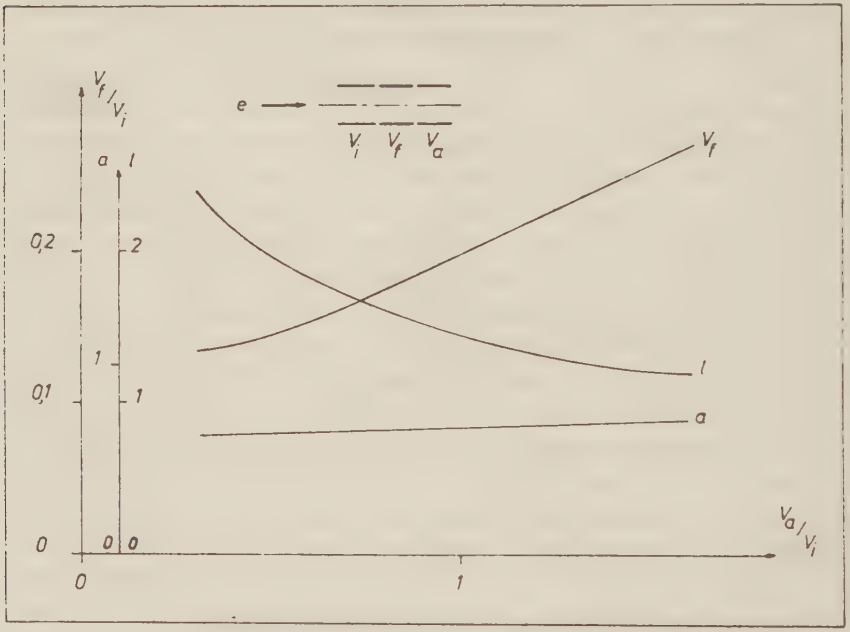

Bild 7

Fokussierspannung V_f , laterale (l) und angulare (a) Vergrößerung der Linsenkombination zur Erzeugung des ortsfesten Zwischenbildes .

stante Spannung V_i zwischen Kathode und erster Elektrode dieses Systems , ist dort die zu einer Ausgangsenergie eV_a gehörende Fokussierspannung V_f an der Mittelelektrode sowie die laterale Vergrößerung 1 und die Winkelvergrößerung a gezeigt . Dieser Anordnung folgt eine umgekehrte Hintereinanderschaltung von zwei weiteren , identischen Zweirohrlinsen . Die Lage der Hauptebenen dieser als Einzellinse verwendeten Kombination

hängt innerhalb der Genauigkeit der Daten von Spangenberg nicht vom Verhältnis der Spannungen an ihren Elektroden ab , wenn dies größer als 4:1:4 und der Abstand der beiden Linsen gleich dem doppelten Rohrdurchmesser ist . Das reelle Zwischenbild der Ausgangsblende liegt in der ersten Hauptebene der Einzellinse . Diese wirkt daher als Feldlinse : Mit ihr kann die Pupille des Strahls verschoben werden , ohne daß dies die Lage oder Größe des Bildes beeinflußt .

Mit der Feldlinse wird die Pupille in die erste Hauptebene der nun folgenden letzten Linse gelegt , die das Zwischenbild in den Atomstrahl abbildet . Die Energie der Elektronen im Stoßraum kann unter Beibehaltung des Reaktionsvolumens allein durch diese Linse um etwa 4o% geändert werden . Dies ist aus den Bildern 8a , 8b und 8c ersichtlich . Sie zeigen das Strahlprofil im Atomstrahl bei 2,o eV , 2,4 eV und 2,8 eV für den Fall , daß allein mit der Ausgangslinse ein Energieintervall von o,8 eV um die Intervallmitte von 2,4 eV durchfahren wird . Wird die Mittenenergie bei festgehaltenem Verzögerungsverhältnis der letzten Linse allein mit der eingangs dieses Abschnitts beschriebenen Linsenkombination auf 3,o eV erhöht , so wird dieser Vorgang durch die Teilbilder b und d beschrieben . In Bild 8 ist jeweils nur das äußerste Bündel dargestellt . Die entsprechenden Werte wurden wieder mit Hilfe der Daten von Spangenberg errechnet . Die schraffierte Fläche stellt einen Schnitt durch das vom Kernbereich des Atomstrahls und dem Elektronenstrahl gebildete Reaktionsvolumen dar . Der Inhalt A dieser Fläche und damit das Reaktionsvolumen hängen offensichtlich nur wenig von der Elektronenenergie ab .

Die in Bild 9a angegebene Spannung an der Ausgangsblende des Monochromators gegen die Kathode von 55 V (statt 65 V entsprechend der Spannung an der Eingangsblende) ist in Abschnitt 4 begründet .

Die Bildweite der Ausgangsoptik ist so groß , daß das Potential innerhalb des Reaktionsvolumens um weniger als 5 mV variiert . Die entsprechenden Werte wurden ermittelt mit der in (15) angegebenen Näherungsformel für das Potential auf der Achse einer Zweirohrlinse .

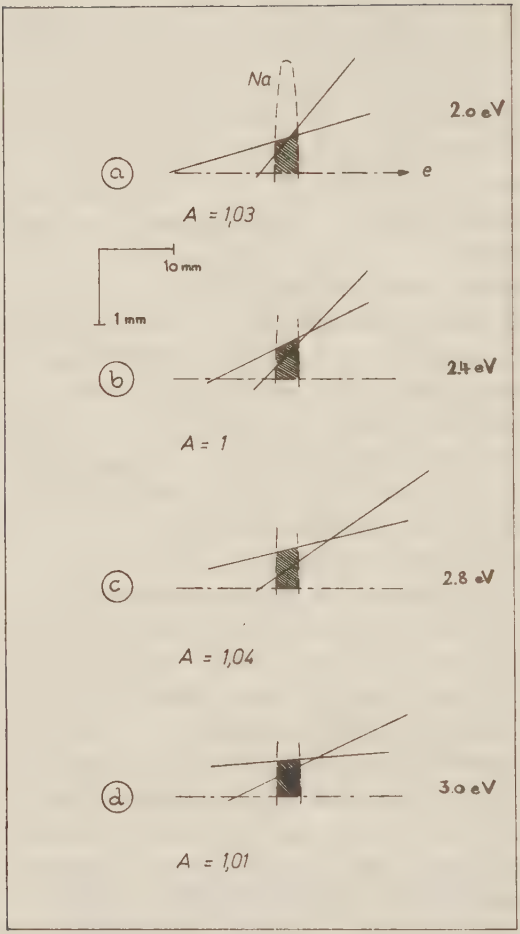

Bild 8

Äußerstes Bündel des Elektronenstrahls im Stoßraum bei verschiedenen Energiewerten , berechnet . Die Teilbilder a, b und c beziehen sich auf eine Variation der Energie mit der Linse IV (Bild 9) , bei b und d wird die Energie mit Hilfe der Linsen I und II (Spannungen V_a und V_f) geändert .

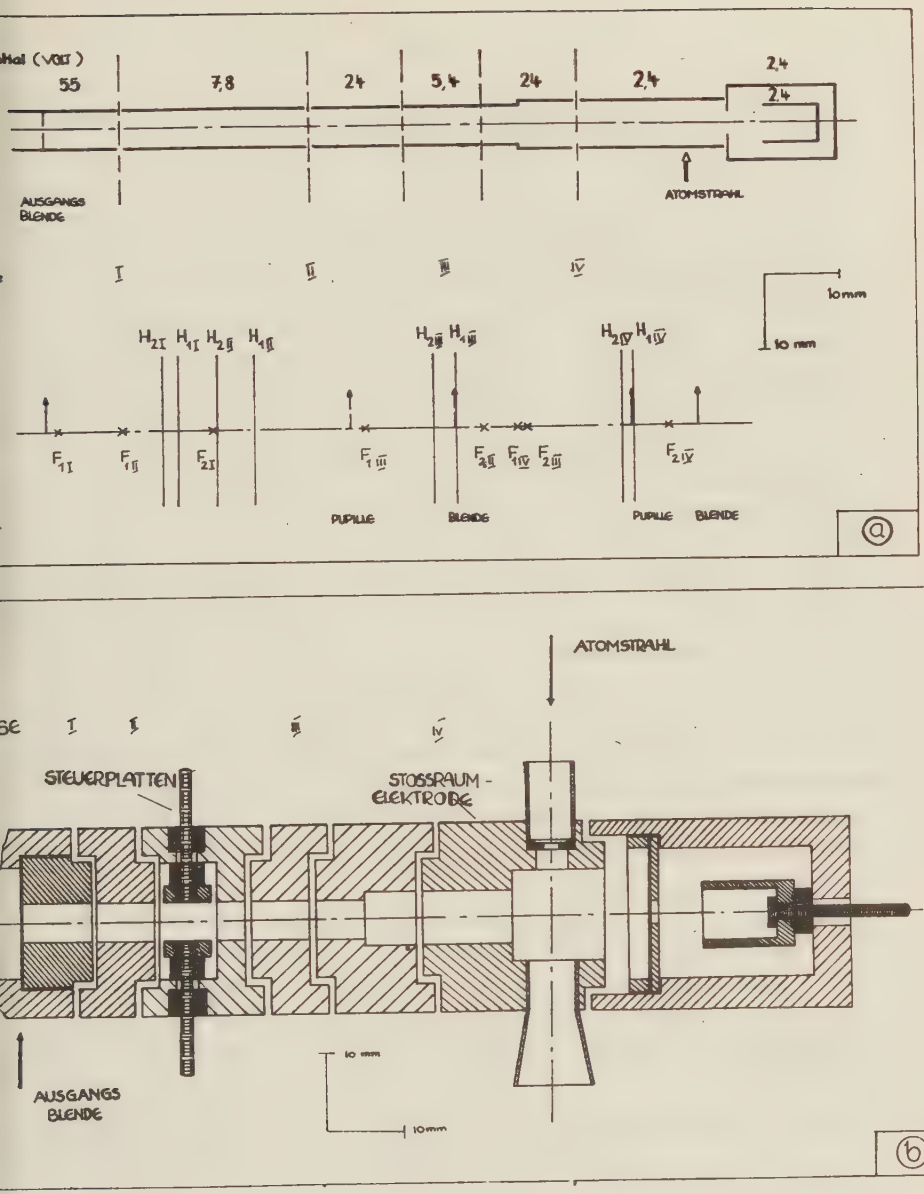

Bild 9

Aufbau der Ausgangsoptik , a schematisch und optisch , b mechanisch

e) Auffänger :

Der Elektronenstrom muß nach Durchqueren des Atomstrahls aufgefangen und gemessen werden . Dabei müssen eventuell auftretende Änderungen der geometrischen Eigenschaften des Strahls zumindest als solche erkennbar sein . Da die Energieauflösung des Monochromators empfindlich von seiner genauen elektronenoptischen Einstellung abhängt , ist eine Kontrolle der Energiebreite notwendig . Wenn hierzu eine Gegenfeldanordnung vorgesehen wird , können damit auch die beiden anderen Aufgaben gelöst werden : Der Stoßraum wird durch eine von ihm isolierte Blende abgeschlossen ,deren Potential und Material mit dem des Stoßraums identisch ist . Der Durchmesser dieser Blende ist so gewählt , daß sie die Hälfte des Elektronenstroms durchläßt , der bei Normaleinstellung der Ausgangsoptik dort ankommt Dieser Teil des Stromes wird mit einem Faraday-Becher aufgefangen . Änderungen in der Geometrie des Elektronenstrahls können damit durch Beobachtung des Verhältnisses des durch die Blende hindurchgegangenen zu dem von ihr aufgefangenen Strom festgestellt werden . Der Faraday-Becher ist so angeordnet , daß sich bei Verwendung der geschilderten Anordnung als Gegenfeld - Energieanalysator nach (16) ein Auflösungsvermögen von etwa 5o meV ergeben sollte . Bei einer Energieanalyse des Elektronenstroms kann dieser so fokussiert werden , daß er vollständig auf den Becher gelangt . Bild 9 zeigt den Aufbau der geschilderten Anordnung .

3 Aufbau und Betrieb des Elektronenmonochromators

Der Halbkugelkondensator ist aus Kupfervollmaterial gedreht , die innere Halbkugel sitzt isoliert auf einem Träger aus Kupfer-Beryllium , der an der äußeren Halbkugel befestigt ist .

Die Isolation der Kondensatorelektroden erfolgt mit präzisionsgeschliffenen Rubinkugeln . Der gesamte Kondensator wird von einem verwindungsfreien Edelstahlwinkel gehalten , dessen anderer Schenkel die beiden optischen Bänke mit Strahlerzeugungssystem und Ausgangsoptik trägt . Die elektrischen Zuführungen zu den Elektroden des Kondensators sind völlig identisch , sodaß zwischen ihnen keine Kontaktpotentialdifferenz auftritt . Aus der Spannung am Kondensator kann daher die tatsächliche Energie E_o der Elektronen bestimmt werden .

Die Linsenelektroden sind , je nach der erforderlichen Festigkeit , aus Kupfer oder einer Titanlegierung gedreht . Zu ihrer Isolation gegen die aus Edelstahl gefertigten optischen Bänke werden Stäbe aus Oxyd-Keramik verwendet . Die Strahlsteuerplatten innerhalb der Linsenelektroden sind mit Drehteilen aus Bornitrid isoliert . Die Blenden sind aus Molybdänblech gefertigt . In der Elektronenquelle wird eine L-Kathode Philips BP1A verwendet .

Den Aufbau der optischen Systeme zeigt am Beispiel der Ausgangsoptik das Bild 9 . Die dort zu erkennende Überlappung der Elektroden wurde von Kuyatt und Simpson (7) übernommen ; sie verhindert , daß reflektierte Elektronen in merklicher Zahl das System verlassen oder im Außenraum vagabundierende Elektronen in das System eindringen können .

Sämtliche Metallteile sind in einem Elektropolier-Verfahren ausgiebig gereinigt und geglättet worden .

Um auch im Dauerbetrieb über eine Woche ununterbrochener Laufzeit einen stabilen Elektronenstrahl zu gewährleisten , ist ein Vakuum frei von Kohlenwasserstoffen erforderlich . Da die Apparatur aus ähnlichen Gründen ausheizbar sein muß , wird hier eine Edelstahlkammer verwendet , deren Flansche mit Golddraht gedichtet werden . Die hier angewandte Technik ist in der Literatur als "450°C - Technik" ausführlich beschrieben , allerdings kann die dort (17) zu findende Feststellung über die Unzuverlässigkeit von Golddichtungen mit Durchmessern über 250 mm nicht bestätigt werden . Die hier verwendeten Dichtungen mit Durchmessern bis 500 mm zeigten auch nach mehreren Ausheizzyklen keine Undichtigkeit .

Die gesamte Apparatur wird einschließlich der Einbauten etwa alle 100 Betriebsstunden (mit Ausnahme des ununterbrochenen Dauerbetriebs) auf 350 C ausgeheizt . Die Leckrate der Apparatur liegt bei 10^{-7} Torr.l.sec^{-1} . Ein Pumpaggregat aus Quecksilberdiffusionspumpe , Kältebaffle und Kühlfalle mit einer effektiven Saugleistung von etwa 120 l.sec^{-1} ergibt ein Endvakuum von 10^{-8} Torr , ein Wert , der auf Grund der Gasabgabe (17) der Innenfläche der Vakuumkammer zu erwarten ist .

Die Elektroden der Elektronenkanone werden nach Belüften der Apparatur vor einer erneuten Inbetriebnahme galvanisch und in einem Ultraschallbad gereinigt .

Für jede Linsenelektrode steht eine stabilisierte und regelbare Spannungsquelle mit niederem Ausgangswiderstand zur Verfügung . Wie Langzeitmessungen mit dem Elektronenstrahl ergaben (Abschnitt 4) , ist die Stabilität der Quellen völlig ausreichend . Die Erdung aller Quellen erfolgt an einem Punkt , üblicherweise ist dies entweder der Stoßraum oder die Kathode . Die Brummspannung der Quellen liegt unter 10 mV (Spitze-Spitze) , die der Quellen für Kugelkondensator , Stoßraum und Steuerplatten unter 1 mV_{ss} . Die Zuführung der Spannungen bis zu den Durchführungen an der Vakuumkammer erfolgt mit abgeschirmten Kabeln .

Die gesamte Apparatur befindet sich im Feld eines Helmholtz-Spulenpaars , mit dem das magnetische Erdfeld bis auf 40 mOe oder weniger in allen Richtungen kompensiert wird .

4 Test des

Elektronenmonochromators

Die Erprobung des beschriebenen Elektronenmonochromators erfolgte zunächst ohne die in Abschnitt 2 d) entworfene Ausgangsoptik . Statt ihr wurde nur eine Linse benützt , mit der der gesamte Ausgangsstrom in den Faraday - Becher der Strommessvorrichtung abgebildet wurde . Die Spannung U_C am Becher (gegen die Kathode) wurde dann kontinuierlich verringert und dabei der Strom I_C auf den Becher gemessen . Bild **10**, Kurve 1 zeigt eine der so gemessenen Gegenfeldanalysen des Elektronenstromes . Die Aufzeichnung dieser Kurven erfolgte mit einem x - y - Schreiber .

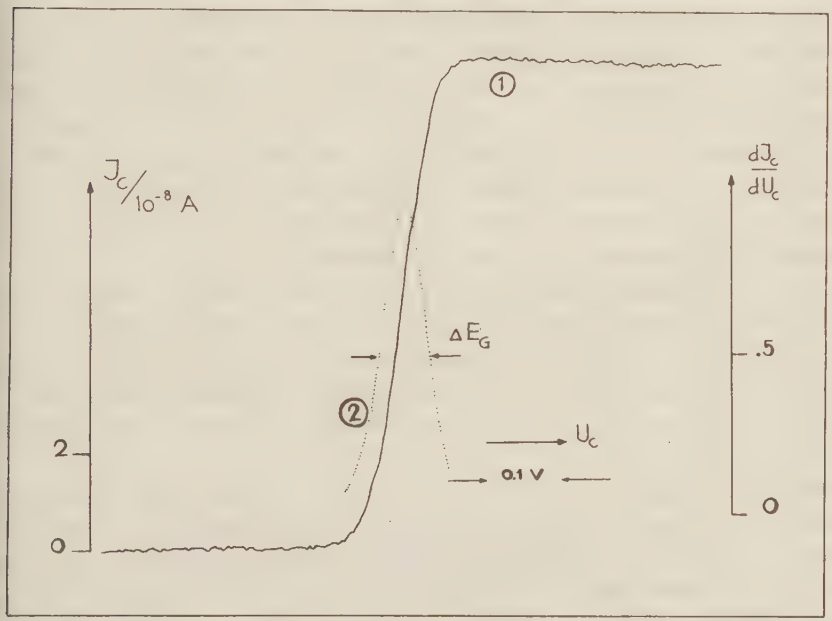

Bild **10**

1 : Auffängerstrom I_C als Funktion der Spannung U_C am Auffänger
2 : graphische Ableitung von 1 .

Die graphisch ermittelte Ableitung der gemessenen Kurve , in Bild 1o ist dies die Kurve 2 , hat eine Halbwertsbreite ΔE_G (hier 68 $\pm$ 3 meV) , die sich zusammensetzt aus der Breite der Energieverteilung im analysierten Elektronenstrom und dem Auflösungsvermögen des Analysators . Auch ohne die Kenntnis dieses Auflösungsvermögens kann , bei festgehaltenen Betriebsbedingungen des Analysators , aus ΔE_G als Funktion verschieden Betriebszustände des Monochromators dessen optimale Einstellun hinsichtlich Auflösung und Ausgangsstromstärke ermittelt werde Hierbei ergab sich , daß dieser Zustand tatsächlich mit den rechnerisch ermittelten Spannungen an den Elektroden erreicht wird . Lediglich die Spannung an der Ausgangslinse wich vom Rechenwert um mehr ab , als auf Grund der Genauigkeit der verwendeten Linsendaten zu erwarten war : Der Bestzustand wurde mit einem Verhältnis der Spannungen an dieser Linse von 11:1 anstatt mit 13:1 erreicht . Das Kontaktpotential ist hierbei schon berücksichtigt . Das geschilderte Verhalten läßt sich erklären , wenn man annimmt , daß die in Abschnitt 2b) beschriebene Korrektur des Randfeldes unzureichend ist , dieses also als positive Linse wirkt . Die Ausgangslinse muß dann um die Brechkraft der Randfeldlinse geschwächt werden , wenn das Bild der Eingangsblende in die Ausgangsblende gebracht werden soll . Dieses Ergebnis ist bei der Berechnung der Ausgangsoptik (Abschnitt 3) berücksichtigt .

Für eine weitergehende Prüfung des Monochromators muß man das Auflösungsvermögen des Analysators kennen . Dies gelingt nur näherungsweise weil die Auflösungskurve des Analysators , als die von ihm bei der Analyse eines absolut monochromatischen Elektronenstroms gelieferte Strom-Gegenspannungskurve , nicht bekannt ist .

Die entsprechende Näherung geht von der Messung der Abhängigkeit der Gesamtbreite ΔE_G als Funktion der Energie E_o der Elektronen im Monochromator bei festgehaltenen Betriebsbedingungen des Analysators aus . Wie die in Abschnitt 2a) zitierte Abbildungsbeziehung erkennen läßt , hängt die Halbwertsbreite ΔE_S des Ausgangsstroms linear von E_o ab . Der Beitrag des Winkelterms beträgt hier etwa 5 meV . Er hängt jedoch nicht von E_o

ab , denn das Verhältnis der Spannungen an der Eingangslinse des Monochromators und deren Vergrößerung werden bei dieser Messung nicht geändert . Die Kreise in Bild 11 geben eine solche Messung wieder .

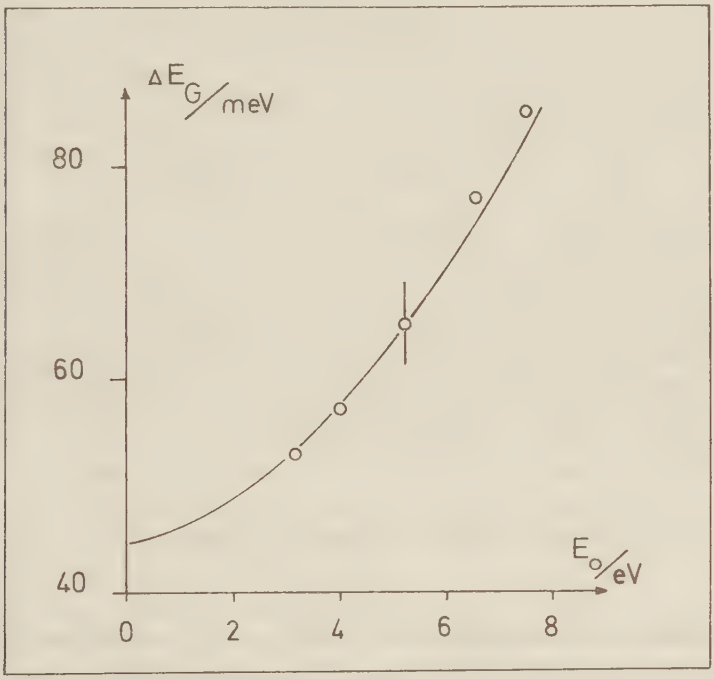

Bild 11

Halbwertsbreite der differenzierten Strom-Gegenspannungskurven als Funktion der Elektronenenergie E_o im Monochromator . o Messung , — Rechnung .

Von einer Extrapolation der gemessenen Werte ΔE_G auf E_o gegen Null kann auf Grund der eben geschilderten Umstände erwartet werden , daß sie zu einem Wert ΔE_G führt , in dem der Beitrag der Energieverteilung im Elektronenstrahl nahe bei Null liegt .

Die gemessenen Strom - Gegenspannungs - Kurven , die den Punkt in Bild 11 zugrunde liegen , entstehen durch die Faltung der Verteilungsfunktion der Energie im Elektronenstrahl mit der unbekannten Auflösungskurve des Analysators . Die Ableitung der gemessenen Kurve hat eine Halbwertsbreite ΔE_G . Die einfachste noch sinnvolle Näherung für die Zusammensetzung der Halbwertsbr der Energieverteilung im Elektronenstrahl ΔE_S mit der Breite ΔE_A der Auflösungskurve des Analysators zur Gesamtbreite ΔE_G ist mindestens eine quadratische (dies wäre nur dann nicht der Fall , wenn die Auflösungskurve des Analysators eine Gerade wär und die Breite dieser Kurve wesentlich größer als ΔE_S wäre) . Daher ist auch die einfachste , noch sinnvolle Extrapolation eine quadratische . Die Kurve in Bild 11 stellt eine solche , rechnerisch durchgeführte , Extrapolation dar . Sie wurde folgendermaßen vorgenommen : Mit Hilfe der in Abschnitt 2 angegebenen Abbildungsbeziehung und der Daten des vorliegenden Monochromators wurde die Halbwertsbreite ΔE_S des Elektronenstro als Funktion der Energie E_o errechnet . Diese Werte wurden gemäß

$$\Delta E_G = \sqrt{\Delta E_S^2 + \Delta E_A^2}$$

mit verschiedenen Werten von ΔE_A zu ΔE_G zusammengesetzt . Die beste Anpassung an die Messpunkte ergab die in Bild 11 gezeigte Kurve , bei der ΔE_A = 45 meV ist .

Die hier geschilderte näherungsweise Bestimmung der Energiebreite des Elektronenstroms ergibt für die in Bild 1o als Beispiel gezeigte Messung einen Wert von $\Delta E_S = (51 \pm 6)$ meV bei einer Stärke des Stroms von $1.1o^{-7}$A . Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem , den der Anstieg der Anregungsfunktion (Abschnitt 7) ergibt . Aus den durchgeführten Messunge der Art , wie die in Bild 1o gezeigte , kann daher geschlossen werden , daß der hier beschriebene Elektronenmonochromator bei einer Auflösung von etwa 5o meV einen Strom abgibt , der ur fähr halb so groß ist , wie der nach den Betrachtungen von Kuya und Simpson (6) zu erwartende . Der Grund hierfür liegt mög-

licherweise darin , daß die aus austhenitischem Edelstahl gefertigte Vakuumkammer nach einigen Ausheizzyklen teilweise magnetisierbar wurde und so in ihrem Innern ein nicht kompensierbares inhomogenes Magnetfeld von maximal 1oo mOe entstand .

Die folgenden Messungen sind alle am vollständigen System , also Monochromator einschließlich Ausgangsoptik , gemacht .

Die zeitliche Konstanz des Stromes wurde über 5 min mit einem Schreiber und über 1o h durch Beobachtung mit einem Galvanometer gemessen . In keinem Fall wurde dabei eine kurzzeitige oder periodische Schwankung des Stroms festgestellt . Die Drift betrug bei der ersten Messung 1,5% , bei der über 1o h 2o% . Nach weiteren 1o h waren diese Änderungen weniger als halb so groß .

Die in Abschnitt 2d) errechneten Eigenschaften des Strahls können zwar mit der hier benützten Strommessanordnung nicht im Einzelnen nachgeprüft werden . Jedoch läßt sich eine für das geplante Vorhaben wesentliche Forderung an den Strahl leicht nachprüfen : Beim Durchfahren eines Energieintervalls dürfen keine plötzlichen Änderungen des Strahlprofils auftreten , ebenso darf sich dieses insgesamt über ein solches Intervall nicht stark ändern . Hierzu werden die Ströme auf Faraday - Becher und auf Blende plus Becher mit einem x-y-Schreiber als Funktion der Elektronenenergie registriert . In Bild 12 sind dies die Kurven a und c .

Bei idealen Verhältnissen dürfte sich der Gesamtstrom c nicht ändern . Wenn der Strahl jedoch von der optischen Achse abweicht , ergibt sich eine Energieabhängigkeit der Elektronenverlustrate in der Ausgangsoptik . Sie hängt insbesondere auch von der Zentrierung der Ausgangsblende ab und ist daher nicht immer gleich groß . Sie lag hier zwischen 1o% und 3o% , sodaß der Strom durch den Stoßraum Werte zwischen o,6 und $1.1o^{-7}$A aufwies .

Die Kurve b in Bild 12 stellt den Strom auf den Stoßraum dar . Im Vergleich mit c zeigt sie , daß der energieabhängige Anteil der Verlustrate vom Stoßraum aufgenommen wird . Allerdings ist hieraus nicht zu erkennen , ob dieser Anteil von der Stoßraumelektrode abgefangen wird , bevor er den Stoßraum durchquert hat oder ob es sich hierbei um Elektronen handelt , die von der Auffängeranordnung zurückgestreut wurden . Im letzteren

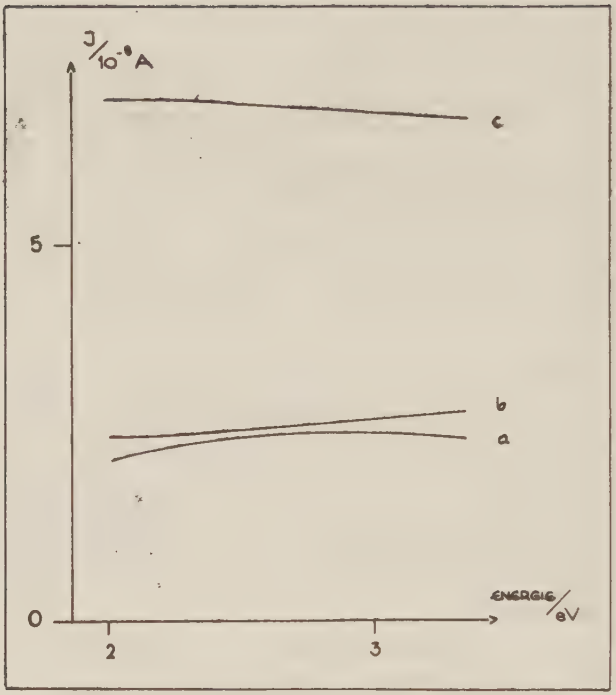

Bild 12

Strom auf Becher (a) , Becher und Blende (c) und auf den Stoßraum (b) als Funktion der Elektronenenergie .

Fall würde der energieabhängige Anteil der Verlustrate bei der Normierung einer gemessenen Anregungsfunktion auf konstante Stromstärke zu einem Fehler führen . Um den Bruchteil der reflektierten Elektronen im energieabhängigen Anteil der Verlustrate zu ermitteln , wurde mit der Feldlinse das Verhältnis der Ströme auf Becher und Blende variiert . Die hierbei dann zu beobachtenden Änderungen der Gesamtstromstärke auf Becher plus Blende ergeben eine obere Grenze für die Größe des an der Blend reflektierten Anteils . Dabei ergab sich , daß der genannte Ant

mögliche Fehler gering sein muß ; für den in Bild 12 gezeigten Fall ist er sicher wesentlich kleiner als 1% über das ganze Intervall . Der Strom auf die gesamte Auffängervorrichtung ist daher zur Normierung geeignet , sofern es sich wie hier um eine Messung des relativen Wirkungsquerschnitts handelt .

Ein anderer Fehler kann auftreten , wenn im Außenraum vagabundierende Elektronen durch die Öffnungen für Licht und Atomstrahl in den Stoßraum eindringen . Um einen Anhaltspunkt über die Zahl dieser Elektronen zu erhalten wurde bei laufender Elektronenkanone der Stoßraum mit einer geringen negativen Spannung gesperrt , sodaß auf die mit der Auffängerblende verbundene Abschirmung des Faraday - Bechers kein regulärer Elektronenstrom mehr gelangen konnte . Durch eine positive Spannung von 4oo V gegen die Kathode an der genannten Abschirmung wurde dann ein Teil der in der Kammer befindlichen Elektronen abgesaugt . Da hierbei jedoch nur etwa $1o^{-9}$A zu messen waren , wurde dieser Fehlerquelle keine Bedeutung zugemessen .

5 Atomstrahl

Bei der Gestaltung des Atomstrahls wurden die folgenden Gesichtspunkte gegeneinander abgewogen :

Der lichtoptische Teil der Nachweisanordnung muß in der Lage sein , das Reaktionsvolumen möglichst gleichmäßig auf die Kathode des Photomultipliers abzubilden , wobei ausreichende Sicherheitsgrenzen vorzusehen sind . Nur so kann der Einfluß geringer Änderungen der Position des Elektronenstrahls und seiner Form vernachlässigbar gehalten werden .

Andererseits muß der Durchmesser des Atomstrahls wesentlich über dem des Elektronenstrahls liegen , damit unvermeidliche Abweichungen des Atomstrahls von seiner vorgesehenen Position nicht ins Gewicht fallen .

Erstrebenswert ist ein möglichst großer Kernbereich innerhalb des vorgesehenen Atomstrahldurchmessers .

Durch die laufende Zunahme der auf die den Strahl formenden Blenden aufgedampften Schicht werden die Blendenöffnungen zunehmend kleiner . Durch geeignete Wahl von Blendenposition und Durchmesser ist dieser Effekt gering zu halten .

Die geometrischen Eigenschaften des hier verwendeten Strahls zeigt Bild 13 . Der Strahl ist rotationssymmetrisch und hat

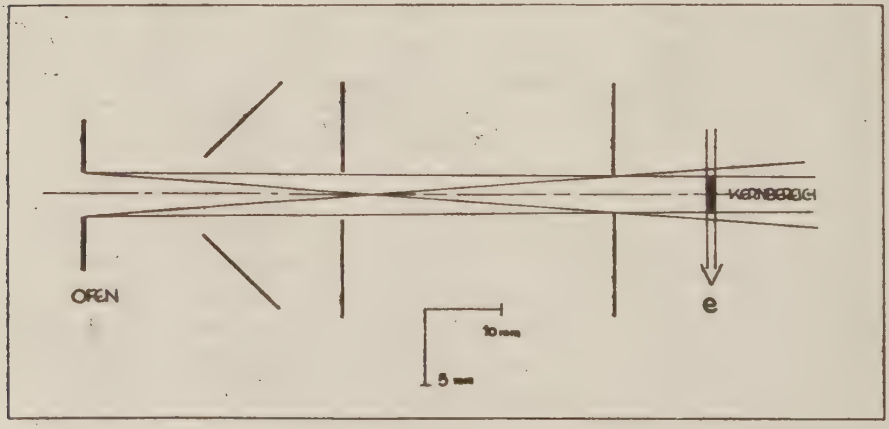

Bild 13

Atomstrahl

einen Kernbereichsdurchmesser von drei Elektronenstrahldurchmessern . Er passiert den Stoßraum ungehindert und wird erst weit danach aufgefangen . Damit soll eine übermäßige Verunreinigung des Elektronenmonochromators durch gestreute Atome vermieden werden .

Der Atomstrahlofen ist , mit geringfügigen Modifikationen , ein Standardtyp , wie er etwa von Kusch und Hughes (18) beschrieben ist . Er besteht aus nicht magnetisierbarem Edelstahl , die Blenden in Bild 13 bestehen aus Kupfer . Die Halterung des Ofens und der Blenden erlaubt ein Herausnehmen und Wiedereinsetzen dieser Teile , ohne daß die Justierung des Strahls dabei geändert wird . Strahl und Ofen sind durch ineinander verschachtelte Blechteile so abgeschirmt , daß an den Blenden reflektierte Atome und Licht von der Ofenheizung nach Möglichkeit nicht in die Vakuumkammer gelangen können , daß aber dennoch ein genügendes Vakuum im Bereich des Strahls aufrecht erhalten werden kann .

Der Ofen wird mit etwa o,5 g Natrium p.a. gefüllt , das zuvor im Vakuum geschmolzen und entgast wurde . Die Ofenheizung erfolgt mit Gleichstrom , der positive Pol dieser Spannung ist zusammen mit Abschirmblechen und Kammer geerdet um die Elektronenemission der Heizdrähte zu unterbinden . Die Ofentemperatur wird mit einem geeichten Thermoelement überwacht , sie beträgt etwa 26o C . Der Anteil an Dimeren liegt hierbei nach Lewis (19) bei etwa 2% .

Die Intensität des Atomstrahls im Stoßraum kann aus der Laufzeit einer Ofenfüllung unter Berücksichtigung der vorliegenden geometrischen Verhältnisse abgeschätzt werden . Sie liegt hier bei etwa 3.10^{10} Atomen pro cm^3 . Hierbei registriert der Photomultiplier ungefähr 1ooo Photonen pro Sekunde bei einer Anregungsenergie von 3 eV . Mit Hilfe des Elektronenstrahls kann die zeitliche Konstanz des Atomstrahls überprüft werden . Nach einer zweistündigen Anlaufzeit ließen sich dabei auch über mehrere Stunden keine Intensitätsänderungen des Atomstrahls feststellen . Ebensowenig war ein vom Ofen verursachter Elektronenstrom nachzuweisen .

Die Kontrolle der Justierung des Atomstrahls erfolgte mit Hilfe der Lage und der Verteilung der Niederschläge auf Blenden und Auffänger .

6 Nachweis

Zur Lichtführung vom Stoßraum zum Photomultiplier wird ein poliertes Kupferrohr als Lichtleiter verwendet . Der innerhalb des zugelassenen Öffnungswinkels von 17^{o} liegende Anteil des Stoßleuchtens erreicht nach höchstens zwei Reflexionen den Multiplier . Zur optischen Selektion wird ein Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von 11 nm und einer Transmission von 3o% für die D - Linie (λ = 589 nm) verwendet . Beim maximalen Einfallswinkel beträgt die Transmission für die nächstgelegene Natrium - Linie (λ = 568 nm , Übergang 4d - 3p) etwa 1% .

Der verwendete Photomultiplier Valvo 56 DVP o3 A hat für die D - Linie eine Quantenausbeute von 2% .

Die von ihm abgegebenen Impulse werden nach entsprechender Aufbereitung durch Verstärker und Trigger zu Normimpulsen mit konstanter Amplitude und Dauer sowohl direkt von einem Zähler als auch über einen Konverter von einem Vielkanalanalysator erfasst . In diesem Konverter werden die ankommenden Normimpulse mit einem zur jeweiligen Anregungsenergie proportionalen Faktor multipliziert . Zwischen der Amplitude der vom Konverter abgegebenen Impulse und der Anregungsenergie besteht daher ein linearer Zusammenhang .

Die Elektronenenergie wird mit einem Dreiecksspannungsgenerator periodisch durchgefahren . Die im Vielkanalanalysator nach einer bestimmten Zahl ganzer Perioden angesammelten Daten werden mit einem Drucker digital und mit einem Schreiber analog ausgelesen .

Die interessierenden Elektronenströme werden über den Analogausgang eines Digital-Ampèremeters mit einem x-y-Schreiber als Funktion der Anregungsspannung aufgezeichnet . Die Zeitkonstante dieser Registrierung beträgt o,1 sec , die Zeit für einen Durchlauf eines Energieintervalls ist 5o sec . Innerhalb einer Genauigkeit von o,5% konnte weder bei Dreiecksgenerator noch Stromaufzeichnung ein nichtlineares Verhalten festgestellt werden .

Die Linearität von Konverter und Vielkanalanalysator wurde geprüft , indem die Rauschimpulse des Multipliers sowie die Impulse eines Testgenerators mit dem Dreiecksgenerator über die Kanäle des Vielkanalanalysators verteilt wurden . Zwischen den beiden Generatoren bestand dabei keine Phasenbeziehung . Die Abweichung der Impulszahlen in den einzelnen Kanälen von der , innerhalb der statistischen Schwankungen , zu erwartenden Gleichverteilung lag bei 4% . Dies wurde bei der Auswertung der gemessenen Anregungsfunktionen berücksichtigt . Die Linearität der Beziehung zwischen besetzter Kanalnummer und Anregungsspannung ist innerhalb einer Genauigkeit von o,2% erfüllt .

Die Drift von Konverter und Analysator wurde , bei abgeschalteter Dreiecksspannung , mit einem Impulsgenerator über eine Zeit von 12 h gemessen . Die registrierten Impulse waren , anstatt nur einen Kanal zu besetzen , über 4 von 4oo Kanäle verteilt , was als nicht erheblich angesehen wurde .

7 Messungen

Bei leerem , aufgeheiztem Ofen und laufender Kathode ergibt sich eine Zählrate von 5o Impulsen pro Sekunde , die durch den Dunkelstrom des Photomultipliers und durch das Leuchten der beiden Heizungen verursacht sind . Bei eingeschaltetem Elektronenstrahl läßt sich im Bereich von 2 eV bis 15 eV kein zusätzlicher Untergrund nachweisen .

Die Anregungsfunktion muß in Teilstücken aufgenommen werden . Die in Abschnitt 2 gezeigten Eigenschaften des Elektronenstrahl können nur innerhalb eines mehr oder weniger begrenzten Intervalls aufrecht erhalten werden , wenn dies kontinuierlich durchfahren werden soll . Eine mit der Anregungsspannung simultane Variation der Fokussierspannung V_f (Bild 7) war nicht möglich .

Der oben erwähnte , energieunabhängige Untergrund wird bei der Messung der genannten Teilstücke in der folgenden Weise berücksichtigt : Bei Messungen in der Nähe der Anregungsschwelle wird das aufzuzeichnende Energieintervall so gelegt , daß von den 2oo belegten Kanälen des Vielkanalanalysators etwa 3o zu Elektronenenergiewerten unterhalb der Anregungsschwelle gehören . Der sich hieraus ergebende Mittelwert für den Untergrund wird von den Impulszahlen in den Kanälen oberhalb der Schwelle abgezogen . Enthält ein Energieintervall die Schwelle nicht , dann wird der Untergrund bei gesperrtem Stoßraum eine bestimmte Zeit lang in alle 2oo Kanäle aufgenommen und von den anschließend mit Elektronenstrahl aufgenommenen Zählraten abgezogen .

Um die Breite der Energieintervalle festlegen und die Auswirkungen der mit der Strommessanordnung bemerkbaren Strahländerung auf die Anregungskurve abschätzen zu können wurden die folgende Messungen vorgenommen :

Zunächst wurde für drei deutlich mit der Strommessanordnung unterscheidbare Einstellungen der Ausgangsoptik über einen Bereich von etwa 1,5 eV , beginnend bei der Schwelle , die Anregungsfunktion aufgenommen . Die entsprechenden Stromkurven sind in Bild 14 gezeigt . Die dort zu erkennenden Änderungen de

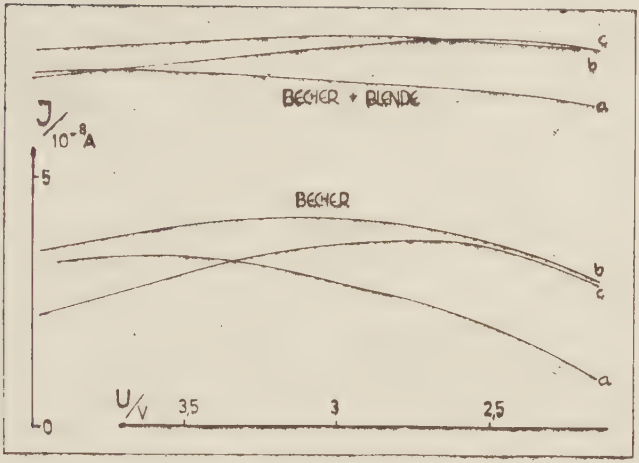

Bild 14

Ströme auf Becher , Blende und Stoßraum als Funktion der Spannung am Stoßraum für drei verschiedene Einstellungen der Ausgangsoptik .

Verhältnisses der Ströme auf Becher und Blende mit der Anregungsspannung sind dabei etwa zweimal so groß wie die , die sonst bei der Messung einer Anregungskurve hier zugelassen wurden . Die zu den Stromkurven des Bildes 14 gehörenden Anregungsfunktionen sind in Bild 15 gezeigt . Die Messpunkte dort stellen den Mittelwert über jeweils 8 Kanäle , entsprechend 7o meV , dar . Dadurch ergibt sich hier eine verringerte Energieauflösung . An beiden Enden und in der Mitte des genannten Intervalls wurde ferner eine statische Strahlkontrolle mit Hilfe des Stoßleuchtens durchgeführt , indem bei fester Energie die Abhängigkeit der Zählrate von verschiedenen Einstellungen der Feldlinse und der vorgeschalteten Linsenkombination gemessen sowie der Elektronenstrahl mit den Steuerplatten über den Atomstrahl hinweggeschoben wurde. Dies geschah , um Aufschluß über die Lage der beiden Strahlen zucinander zu erhalten und um den Einfluß der Verschiebungen im Elektronenstrahl selbst auf die gemessene Intensität festzustellen .

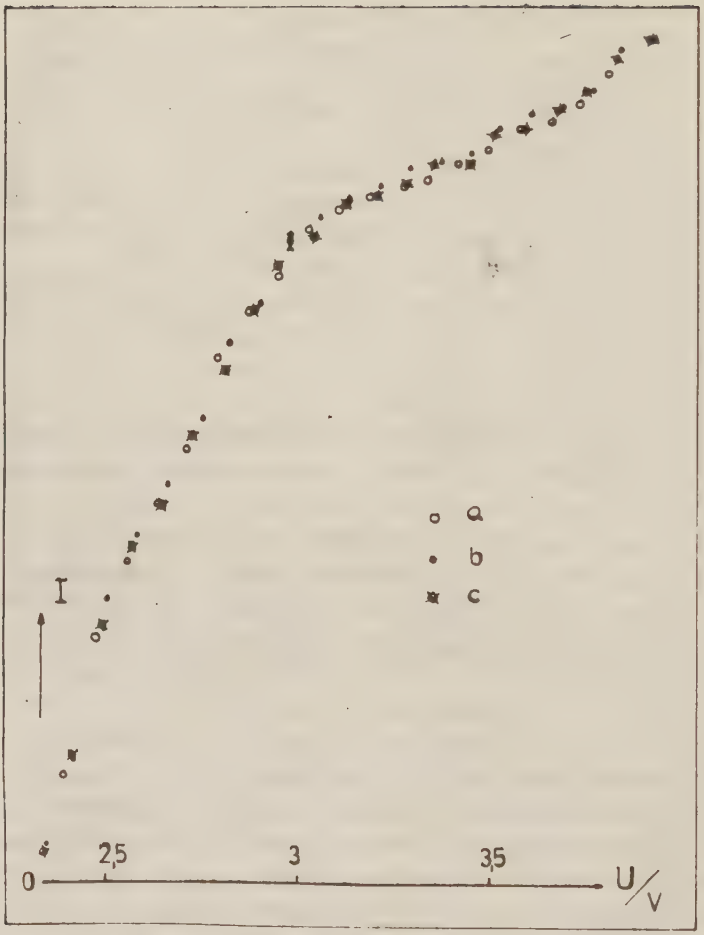

Bild 15

Anregungsfunktionen zu den Stromkurven in Bild 14 . Das Kontaktpotential ist nicht berücksichtigt .

Aus den genannten Testmessungen ergab sich , daß die durch den Elektronenstrahl verursachten Abweichungen zweier Anregungskurven nicht größer als 2% sein dürfte , wenn eine Intervalllänge von 1,5 eV nicht überschritten wird .

Schließlich wurde bei zwei festen Energiewerten (2,4 eV und 2,9 eV) durch verschiedene Einstellungen der Ausgangsoptik die sich bei Energieänderungen mit der Ausgangslinse ergebenden Strahländerungen nachgebildet und deren Einfluß auf die Zählrate bestimmt . Dies geschah für die Änderungen im Elektronenstrahl , die in Bild 14 c auftreten beziehungsweise dort gezeigt sind .

Aus den genannten Messungen ergab sich ein Anhaltspunkt für die Beurteilung der Strom-Spannungskurven , die bei anderen Messungen ebenfalls aufgenommen wurden und mit deren Hilfe über die Verwendbarkeit einer Messung bei der Zusammenstellung der endgültigen Anregungsfunktion entschieden wurde .

Diese Entscheidung wurde außerdem von folgenden Kriterien abhängig gemacht :

Die Energiebreite des Elektronenstrahls muß ausreichend sein . Neben dem in Abschnitt 4 beschriebenen ergab sich im Lauf der Messungen ein wesentlich sicheres Verfahren zur Bestimmung der Energiebreite des Elektronenstrahls , nämlich die Steilheit des Anstiegs der Anregungsfunktion unmittelbar oberhalb der Schwelle . Eine solche Messung ist in Bild 16 dargestellt . Dort ist die mit einem x-y-Schreiber über den Analogausgang des Vielkanalanalysators ausgelesene Impulszahl in Abhängigkeit von der Kanalnummer eingezeichnet . Die Elektronenströme auf Becher und Stoßraum sowie der Gesamtstrom (Becher plus Blende) in Abhängigkeit von der Spannung am Stoßraum wurden während der Messung mit einem zweiten x-y-Schreiber für das entsprechende Energieintervall aufgezeichnet . Sie zeigen deutlich , daß die in Bild 16 zu erkennende Abhängigkeit der Impulszahl von der Kanalnummer , also der Elektronenenergie , nicht durch Änderungen im Elektronenstrahl verursacht sein können . Aus Bild 16 ergibt sich unter der Annahme eines beliebig steilen Anstiegs des Wirkungsquerschnitts unmittelbar oberhalb der Schwelle eine obere Grenze für die Energiebreite im Elektronenstrahl von 55 meV . Die gleichzeitig mit der gezeigten Messung durchgeführte Gegenfeldanalyse des Elektronenstroms ergab hierfür einen Wert von 5o meV . Aus dieser Übereinstimmung ergibt sich eine nachträgliche Rechtfertigung der in Abschnitt 4 durchgeführten Energiebreitenbestimmung .

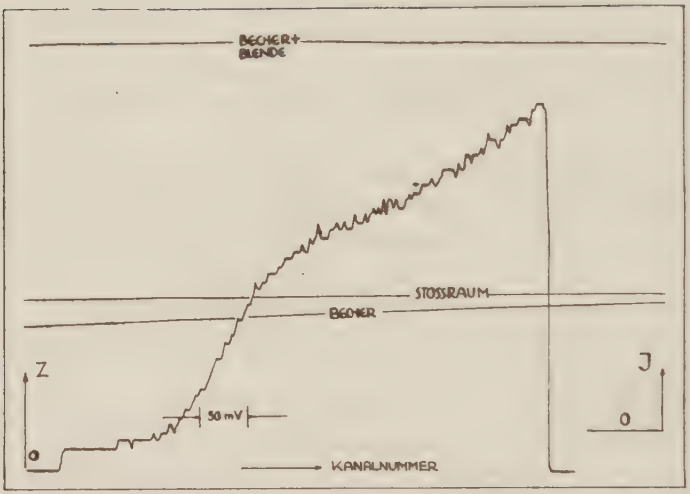

Bild 16

Photonenzählrate Z und Elektronenströme in Schwellennähe . Größe des durchfahrenen Energieintervalls : o,52 eV .

Um die statistischen Fehler gering zu halten ,müssen in den einzelnen Kanälen ausreichende Impulszahlen angesammelt sein . Dies kann in gewissen Grenzen durch die Messdauer für ein bestimmtes Energieintervall beeinflußt werden . Als Beispiel kann Bild 16 dienen . Die Messdauer betrug 5o min , die maximale Impulszahl pro Kanal liegt bei 5ooo , davon sind 35o dem Untergrund zuzuschreiben .

Die endgültige Entscheidung über die Verwendbarkeit der gemessenen Anregungskurven kann erst nach dem Öffnen der Apparatur getroffen werden . Erst dann kann mit den Niederschlägen auf Blenden und Auffänger des Atomstrahls mit Sicherheit festgestellt werden , ob dieser in der vorgesehenen Position den Stoßraum durchquert hat .

8 Ergebnis

Die ausgewählten Anregungskurven wurden mit Teilchenzahldichten erhalten , die sich insgesamt um den Faktor 3,5 unterschieden . Eine Abhängigkeit der Form der Anregungsfunktion von der Dichte der Natriumatome im Stoßraum konnte dabei nicht festgestellt werden . Auch Unterschiede in der Elektronenstromstärke ähnlicher Größe beeinflußten die Form der Anregungsfunktion nicht .

Die aus den gemäß Abschnitt 7 ausgewählten , einander überlappenden Energieintervallen zusammengestellte Anregungsfunktion zeigt Bild 17 . Die Energieskala wurde bei 2,1 eV geeicht durch lineare Extrapolation der gemessenen Intensität des Stoßleuchtens auf null unter Berücksichtigung der Energieverteilung im Elektronenstrahl .

Durch die Punkte ist der gemessene relative differentielle Wirkungsquerschnitt bei Beobachtung unter 90° zum Elektronenstrahl dargestellt . Die Fehlerbalken entsprechen dem mittleren Fehler .

Da die Polarisation der D-Linie klein ist und sich nur langsam mit der Elektronenenergie ändert , wird die Form des Anregungsquerschnitts hierdurch praktisch nicht beeinflußt : Die Differenz des gezeigten zum totalen Wirkungsquerschnitt ist kleiner als die statistischen Fehler der Messpunkte .

Die mutmaßliche Größe des systematischen Fehlers , bedingt durch Änderungen im Elektronenstrahl , kann aus den Messungen des Abschnitts 7 abgeschätzt werden . Danach dürfte das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für zwei beliebige der in Bild 17 gezeigten Energiewerte keinen größeren Fehler als 5% aufweisen . Die Angabe für den relativen Wirkungsquerschnitt bei 2,25 eV sollte auf etwa 3% genau sein . Die Elektronenenergie ist dort auf etwa 2o meV genau , bei höheren Energien wird diese Unsicherheit durch die bei der Zusammensetzung aus den einzelnen Energieintervallen zusätzlich auftretende Ungenauigkeit erhöht und beträgt beispielsweise bei 3 eV rund 6o meV .

Der bei 3,2 eV erneut zunehmende Anstieg des gemessenen

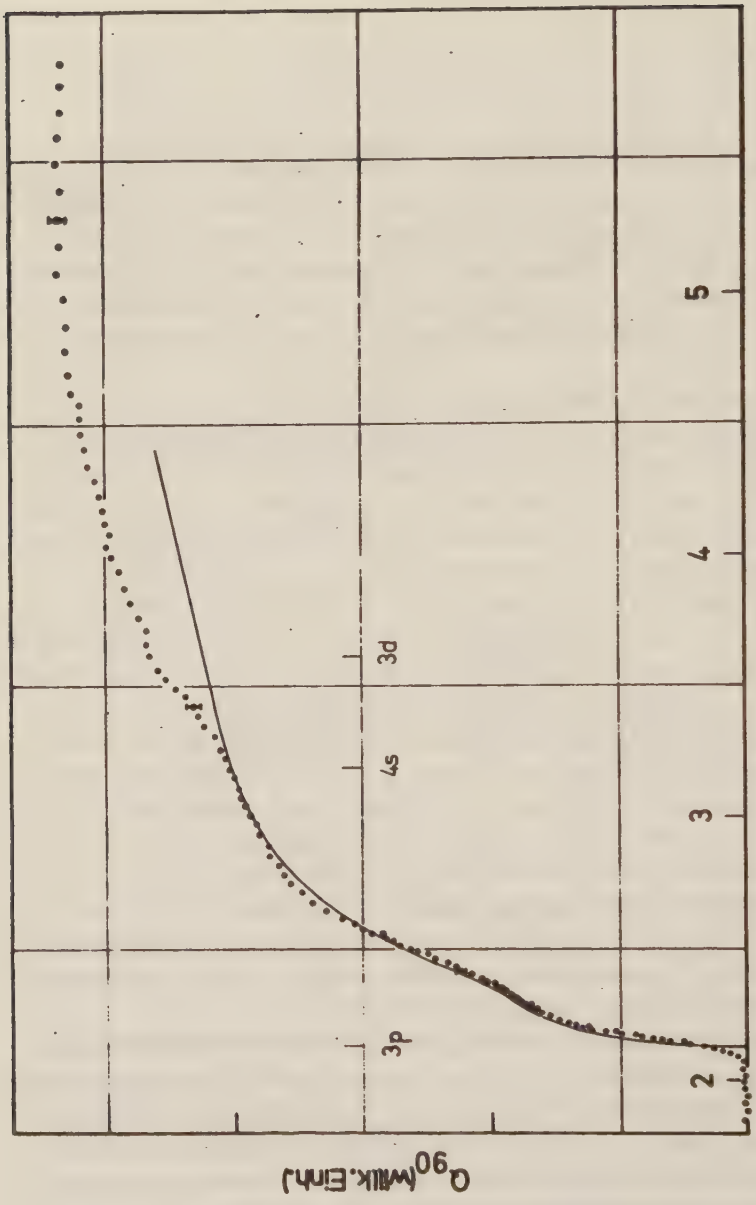

Bild 17

Anregung der Natrium D Linie ; • vorliegendes Experiment , ——— Rechnung von Moores und Norcross (1) .

irkungsquerschnitts ist vermutlich nicht der direkten Anregung des Zustandes 3p zuzuschreiben . Vielmehr dürfte es sich hierbei um den Beitrag der Kaskadenübergänge von dem ab hier anregbaren Zustand 4s handeln . Die Größe des gesamten Kaskadenanteils am gemessenen Wirkungsquerschnitt beträgt bei 4 eV nach halbempirischen Betrachtungen in (2) etwa 1o% , nach Rechnungen in (1) etwa 17% . Durch Vergleich der in Bild 17 dargestellten Messergebnisse mit der dort eingezeichneten durchgezogenen Kurve ergibt sich ein Wert von ungefähr 12% . Diese Kurve stellt die schon in Bild 1 a angeführten theoretischen Ergebnisse von Moores und Norcross dar . Die Normierung dieser Werte auf die experimentellen erfolgte bei 3,2 eV . Die Abschätzung des Kaskadenanteils bei 4 eV mit den in Bild 17 gezeigten experimentellen und theoretischen Ergebnissen hat einen Fehler von etwa einem Viertel des genannten Wertes . Die in Anbetracht der genannten Unsicherheit gute Übereinstimmung der hier vermuteten mit den anderen angeführten Kaskadenanteilen legt den Schluß nahe , daß der direkte Anregungsquerschnitt für den Zustand 3p auch ab 3,2 eV einen glatten Verlauf hat , daß also die in Bild 17 zu erkennende Struktur im experimentellen Querschnitt durch die dort einsetzenden Kaskadenübergänge verursacht wird .

Das sehr flache Maximum des Anregungsquerschnitts wurde hier bei 6 eV gefunden . Ab etwa 6,5 eV fällt dieser mit 2,6% auf einer Strecke von 1 eV ab , ohne weitere Besonderheiten zu zeigen .

Der Verlauf des hier gezeigten gemessenen Wirkungsquerschnitts ist in guter Übereinstimmung mit dem von Chamberlain und Gallagher (3) erhaltenen , wenn die dort benützte Energiebreite von o,3 eV berücksichtigt wird . Die Messungen von Gould deuten im Vergleich mit dem in Bild 16 gezeigten Schwellenverhalten der Anregungsfunktion darauf hin , daß die Halbwertsbreite des Strahls in (5) etwa 110 meV betragen haben muß . Berücksichtigt man dies und den gegenüber Bild 17 etwa dreimal größeren statistischen Fehler in (5) , so ist hier unterhalb 3,2 eV eine zufriedenstellende Übereinstimmung zu finden . Der von Gould ebenfalls als Kaskadenbeitrag angenommene Anteil tritt in (5) jedoch fast doppelt so stark in Erscheinung wie in Bild 17 . Daraus resultiert die in Bild 1 d sichtbare Struktur bei 3,2 eV : Dort ist der

gemessene Wirkungsquerschnitt abzüglich des von (2) übernommenen Kaskadenanteils dargestellt .

Für die in Bild 1 e zu erkennenden Strukturen bei 3 eV und bei 4 eV ergaben sich hier keinerlei Anhaltspunkte . Der Anstieg der Kurve b ist wesentlich flacher als der hier erhaltene , ihr Maximum liegt bei 9 eV .

Die in Bild 17 nochmals gezeigten theoretischen Ergebnisse von (1) stimmen mit Berücksichtigung der in diesem und dem vorhergehenden Abschnitt angeführten Fehler gut mit den hier gemessenen überein . Dies bestätigt die eingangs angestellte Vermutung , daß die Verhältnisse bei der Anregung der D-Linie durch Elektronenstoß durch eine close coupling Näherung mit wenigen Zuständen gut beschrieben werden .

9 Literatur

(1) D.L.Moores , D.Norcross , J.Phys.B , Atom. Molek. Phys. 5 (1972) , 1490

(2) I.P.Zapesochnyi , Opt.Spectr. 23 (1966) , 8

(3) E.A.Enemark , A.Gallagher , Phys. Rev A6 (1972) , 192

(4) I.P.Zapesochnyi , O.B.Shpenik , Sov. Phys. JETP 23 (1966) , 592

(5) G.N.Gould , Thesis (1970) , Univ. of New South Wales

(6) C.E.Kuyatt , J.A.Simpson , Rev. Sci. Instr. 38 (1967) , 103

(7) J.A.Simpson , Rev. Sci. Instr. 35 (1964) , 1698

(8) K.Spangenberg , L.M.Field , Elec. Commun. 21 (1943) , 194

(9) D.B.Langmuir , Proc. I. R. E 25 (1937) , 977

(10) H.Hafner , C.E.Kuyatt , J.A.Simpson , Rev. Sci. Instr. 39 (1968) , 33

(11) B.J.Thompson , L.B.Headrick , Proc. I. R. E. 28 (1940) , 318

(12) A.P.Banford , The Transport of Charged Particle Beams , E.&F.N.Spon Ltd , London , 1966

(13) R.Herzog , Z. Phys. 97 (1935) , 596

(14) W.Glaser , Grundlagen der Elektronenoptik , Springer, Wien , 1952 , S.276

(15) K.Spangenberg , Vakuum Tubes , Mc Graw-Hill, New York N.Y. 1948 , S.345

(16) J.A.Simpson , Rev. Sci. Instr. 32 (1961) , 1283

(17) E.A.Trendelenburg , Ultrahochvakuum , Braun , Karlsruhe 1963

(18) P.Kusch , V.W.Hughes , Handbuch der Physik XXXVII/1 Springer , Berlin Göttingen Heidelberg , 1959 , S.6

(19) L.Lewis , Z.Phys. 69 (1931) , 786

(2o) F.Lenz , Habilitationsschrift 1957 , 75ff

Lebenslauf

Am 15. Juli 1939 wurde ich , Hartmut Hafner , als Sohn des Oberlehrers Gotthilf Hafner und seiner Ehefrau Margarete , geborene Botsch , in Tübingen geboren . Dort legte ich im Februar 1958 am Kepler-Gymnasium die Reifeprüfung ab . Mein Physikstudium begann ich im Sommer-Semester 1958 an der Universität Tübingen , wo ich im Februar 1961 die Vorprüfung und im Juli 1966 die Diplomhauptprüfung ablegte . Im November 1968 begann ich unter der Anleitung von Professor Dr. H. Krüger die Doktorarbeit "Anregung der Natrium D Linie mit monochromatisierten Elektronen" , die Ende 1972 abgeschlossen war .

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren Braunbek , Elwert , Kneser , Krüger , Lenz , Möllenstedt , Mühleisen , Müller , Pickert , Rüdorff , Siedentopf und Zeller .

Unter der Anleitung von Dr. J. A. Simpson und Dr. C. E. Kuyatt erhielt ich 1967 am National Bureau of Standards in Washington , D.C. , die Gelegenheit , den Aufbau von Elektronenmonochromatoren kennen zu lernen .

Druck: SPRINT-DRUCK GmbH
7 Stuttgart 30, Wiener Str. 117
Telefon 81 26 69

Druck: SPRINT-DRUCK GmbH
7 Stuttgart 30, Wiener Str. 117
Telefon 81 26 69